Zwei Sternfelder der Scutum-Sternwolke bearbeitet mit den Methoden der Dreifarbenphotometrie

Verkürzte Fassung der

Inauguraldissertation

zur

Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie

vorgelegt der

Philosophisch-naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Basel

von

Kurt Brodbeck

aus Basel und Therwil

Basel 1963

Druck: Brühlsche Universitätsdruckerei Gießen

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546021_0065

Zwei Sternfelder der Scutum-Sternwolke bearbeitet mit den Methoden der Dreifarbenphotometrie

Verkürzte Fassung der

Inauguraldissertation

zur

Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie

vorgelegt der

Philosophisch-naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Basel

von

Kurt Brodbeck

aus Basel und Therwil

Basel 1963

Druck: Brühlsche Universitätsdruckerei Gießen

Genehmigt von der Philosophisch-naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag der Herren Professoren W. Becker und M. Schürer (Universität Bern)
Basel, den 22. Januar 1963

Prof. Dr. E. Baumgartner
Dekan

Herrn Kurt Brodbeck wurde von der Philosophisch-naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Basel am 22. Januar 1963 erlaubt, diese verkürzte Fassung seiner am 22. Januar 1963 genehmigten Inauguraldissertation drucken zu lassen.

Die vollinhaltliche Arbeit mit dem Titel:

Zwei Sternfelder der Scutum-Sternwolke bearbeitet mit den Methoden der Dreifarbenphotometrie

kann eingesehen oder entliehen werden:

1. in der Astronomisch-Meteorologischen Anstalt der Universität Basel;
2. in der Universitätsbibliothek Basel;
3. in der schweizerischen Landesbibliothek in Bern.

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN

Sonderdruck aus der Zeitschrift für Astrophysik,
Bd. 58, S. 127—152 (1963)
Springer-Verlag, Berlin · Göttingen · Heidelberg

Zeitschrift für Astrophysik 58, 127—152 (1963)

Mitteilungen aus der Astronomisch-Meteorologischen Anstalt der Universität Basel
Nr. 29

Zwei Sternfelder der Scutum-Sternwolke bearbeitet mit den Methoden der Dreifarbenphotometrie

Von

Kurt Brodbeck

Mit 17 Textabbildungen

(Eingegangen am 18. Juni 1963)

The two fields S_2 and S_3 of the Scutum-cloud, in the neigbourhood of the galactic cluster M 11, have been examined with the methods of the three-color photometry. The two-color diagrams show an interstellar absorption of 1.60 magn. for field S_2 and 1.29 magn. for field S_3. The absorption takes place in a screen that is nearer than 200 pc to the sun.

The density function of the two fields have maxima at 900 pc for giants and main sequence stars; with decreasing star density they reach out to 1800 pc. The cloud shows an obvious density decrease toward increasing galactic latitude. The luminosity functions of the fields S_2 and S_3 are throughout higher than van Rhijn's function of the environment of the sun.

A great number of faint giants show excessive $g - r$ or $u - g$ indices. These giants probably belong to old Pop. I or Pop. II. They were not used for the statistical discussion.

Es ist die Aufgabe dieser Arbeit, die räumliche Verteilung der Sterne in Richtung der Scutum-Sternwolke in der Milchstraße mit Hilfe der Methode der Dreifarben-Photometrie zu untersuchen, und zwar durch Bestimmung der Dichte- und Leuchtkraftfunktion. Sie bildet einen weiteren Schritt zu dem, was wir am besten als Monographie einer Sternwolke bezeichnen. Diese Arbeit wird auch Daten über die Entfernung, die Tiefenerstreckung und die Absorptionsverhältnisse der Scutum-Sternwolke geben.

Zu diesem Zweck wurden zu den von W. Becker (1962) bereits diskutierten zwei Teilfeldern zwei weitere Felder S_2 und S_3 ($0.949° \times \times 0.751° = 0.713$ Quadratgrad) für scheinbar helle Sterne ($g \leqq 13.80$) und je ein in diesen Feldern liegendes Teilfeld TS_2 und TS_3 ($0.414° \times \times 0.343° = 0.142$ Quadratgrad) für schwächere Sterne ($g > 13.80$) aus dem sternreichen Gebiet der Scutum-Sternwolke in der Nähe des Sternhaufens M 11 ausgewählt (Abb. 1).

1. Beobachtungsmaterial und Auswertung

Für die Gegend der Scutum-Sternwolke standen zwei *Plattenserien* zur Verfügung, eine vom Hamburger- und eine vom Ann Arbor-Observa-

torium. Die hellen Sterne ($g \leqq 13.80$) wurden in allen Filterbereichen in beiden Serien auf je vier Platten gemessen. Die schwächeren Sterne konnten nur auf den Ann Arbor-Platten gemessen werden, weil die Hamburger-Platten zu wenig weit reichen. Dabei wurden, soweit möglich, fünf Platten verwendet.

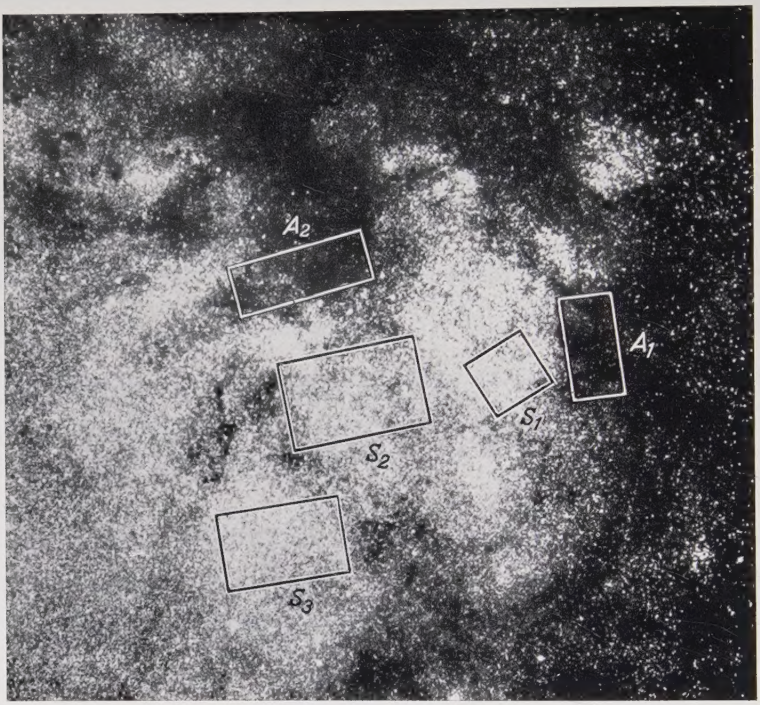

Abb. 1. Scutum-Sternwolke nach dem Atlas von BARNARD. Die Meßfelder sind eingezeichnet

Die Ann Arbor-Platten wurden am Curtis-Schmidtspiegel in Ann Arbor unter der Leitung von Dr. FREEMAN D. MILLER erhalten. Plattenmitte ist (1900): $\alpha = 18^h40^m$, $\delta = -7°30'$. Die runden Platten haben einen Durchmesser von 20 cm und einen Maßstab von 1 cm = 16 Bogenminuten.

Die Hamburger-Platten wurden am Schmidtspiegel der Hamburger Sternwarte in Bergedorf unter der Leitung von Prof. H. HAFFNER erhalten. Plattenmitte ist (1900): $\alpha = 18^h40^m$, $\delta = -7°30'$. Die Platten haben ein Format von 24 × 24 cm und einen Maßstab von 1 cm = 11.5 Bogenminuten.

Die Platten wurden am Basler Irisblenden-Photometer ausgemessen. Dabei wurde zur Messung der zahlreichen „blend"-Sterne die von R. FENKART (1962) entwickelte drehbare Halbblende verwendet. Dies

geschah in einem gesonderten Meßgang am Schluß der Messungen, wobei zu Reduktionszwecken die Anhaltsterne ebenfalls mit der Halbblende mitgemessen wurden. Die Auswertung erfolgte über eine spezielle Schwärzungskurve. Die Meßgenauigkeit ist für diese Sterne natürlich etwas geringer.

Als *Anhaltsterne* standen eine Anzahl Sterne aus dem Sternhaufen M 11 zur Verfügung, deren photoelektrische Helligkeiten im UBV-System von Johnson (1956) beobachtet wurden. An Hand der Umrechnungsformeln von J. Stock wurden die Helligkeiten ins rgu-System umgerechnet.

$g = B - 0.37\,(B - V)$
$r = V - 0.51\,(B - V) - 0.21$
$u = U + 1.01.$

Der Sternhaufen M 11 mit meinen Anhaltssternen liegt nicht im Zentrum der beiden ausgemessenen Felder, sondern bildet eine Ecke des Feldes S_2. Es war deshalb zu erwarten, daß sich Nullpunktskorrekturen ergeben würden. Tatsächlich war das der Fall, besonders beim entfernteren Feld S_3. Beim Feld S_2 waren nur ganz geringfügige Nullpunktskorrekturen notwendig.

Insgesamt wurden 2094 Sterne ausgemessen, die sich wie folgt auf die verschiedenen Felder und Teilfelder verteilen:

Feld S_2: 477 Sterne	Teilfeld TS_2: 490 Sterne
Feld S_3: 499 Sterne	Teilfeld TS_3: 628 Sterne.

Um etwaige systematische Fehler, die vom Ort im Sternfeld abhängen zu erkennen, wurden die Felder S_2 und S_3 relativ zum Plattenzentrum in radialer und in dazu senkrechter Richtung in je zwei gleiche Teile aufgeteilt. Aus der Gesamtzahl der Sterne wurden pro Feld 100 Sterne ausgewählt, die das gesamte Helligkeitsintervall im g-Bereich überdecken und die sich gleichmäßig über das Feld verteilen. Dabei zeigte sich, daß zwischen den beiden voneinander unabhängigen Plattenserien weder systematische noch übermäßig große individuelle Unterschiede auftraten, die von der Helligkeit oder vom Plattenort abhängen.

Eine weitere Möglichkeit zur Prüfung hinsichtlich systematischer Fehler ergab sich mit Hilfe der Sterne aus dem Katalog von Schalén (1935). Sechzehn dieser Sterne koinzidieren mit Sternen aus Feld S_2. Die Differenzen der Schalénschen g-Helligkeiten gegen die unsrigen zeigen keine Abhängigkeit vom Plattenort.

2. Nullpunkts- und Skalenkorrektionen, mittlere Fehler

Da für die hellen Sterne zwei unabhängige Meßserien (Hamburg und Ann Arbor) zur Verfügung standen, ergab sich eine gewisse Prüfungsmöglichkeit für Skala und Nullpunkt. Für jedes Feld wurden etwa 100

Sterne des ganzen Helligkeitsbereichs ausgewählt und ihre beiden Helligkeiten graphisch gegeneinander aufgetragen. Im Idealfall sollten die Punkte um die Winkelhalbierende streuen. Dies ist aber in keinem der Diagramme der Fall. Vielmehr treten sowohl Abweichungen im Nullpunkt als auch in der Skala auf.

Die Nullpunktskorrekturen (an das *Mittel* anzubringen), die sich so ergaben, sind in der Tabelle 1 zusammengestellt. Die Korrektur Δg reduziert die g-Mittelwerte auf das Hamburger-System, die Korrektur Δu dagegen die u-Mittelwerte auf das Ann Arbor-System. Diese Wahl der Vorzeichen der Korrekturen wurde im Hinblick auf die Forderungen des Zweifarbendiagramm (ZFD) getroffen (s. u.).

Tabelle 1. *Nullpunktskorrekturen für Feld* S_2 *und* S_3 (Größenklassen)

	Δg	Δr	Δu
Feld S_2	+0.03	0.00	0.00
Feld S_3	+0.05	0.00	−0.06

Für die Teilfelder TS_2 bzw. TS_3 ergab sich keine analoge Möglichkeit zur Bestimmung der Nullpunktskorrekturen, da sie nur auf den Ann Arbor-Platten gemessen worden waren. Für sie ist eine Korrektur Δg von +0.06 bzw. +0.10 notwendig, die allerdings doppelt so groß ist, wie diejenige in der Tabelle 1, da die Korrektur nicht (wie in Tabelle 1) an die Mittelwerte, sondern an die Ann Arbor-Werte anzubringen ist, die auf diese Weise ebenfalls auf das Hamburger g-System reduziert werden.

Tabelle 2. *Fehler eines mittleren Helligkeitswertes* (Größenklassen)

	g	r	u		
Feld S_2	0.04	0.05	0.05	Ann Arbor-Platten	$g \leqq 13.80$
	0.04	0.05	0.08	Hamburger-Platten	
Feld S_3	0.05	0.06	0.07	Ann Arbor-Platten	$g \leqq 13.80$
	0.05	0.05	0.07	Hamburger-Platten	
Teilfeld TS_2	0.06	0.06	0.08	Ann Arbor-Platten	$g > 13.80$
Teilfeld TS_3	0.06	0.07	0.08	Ann Arbor-Platten	$g > 13.80$
Blendsterne	0.10	0.09	0.11	Ann Arbor-Platten	

Die *Skalenfehler*, d. h. die Abweichungen von der 45°-Geraden sind zu erklären durch kleinere Ungenauigkeiten der Schwärzungskurve in gewissen Helligkeitsintervallen und durch unterschiedliche optische oder photographische Verhältnisse zwischen Skalensternen (M 11) und den davon mehr oder weniger entfernt liegenden Sternen der Felder. Die Skalenkorrekturen sind in beiden Feldern kleiner als etwa 2%. Sie wurden an die wegen Nullpunktsfehler korrigierten Daten angebracht.

Die Nullpunkts- und Skalenkorrekturen, die hier abgeleitet worden sind bringen, wie später zu diskutieren ist, die ZFD in einen solchen Zustand, daß sie nur noch geringfügige weitere Korrekturen verlangen, um die an sie zu stellenden Forderungen zu erfüllen.

Die mittleren Fehler der Kataloghelligkeiten für die verschiedenen Felder sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

3. Zweifarben-Diagramme, interstellare Absorption und absolute Helligkeiten der Hauptreihensterne

Die wegen Nullpunkts- und Skalenfehler korrigierten Helligkeiten dienten zur Berechnung der beiden Farbindices FI $(g - r)$ und FI

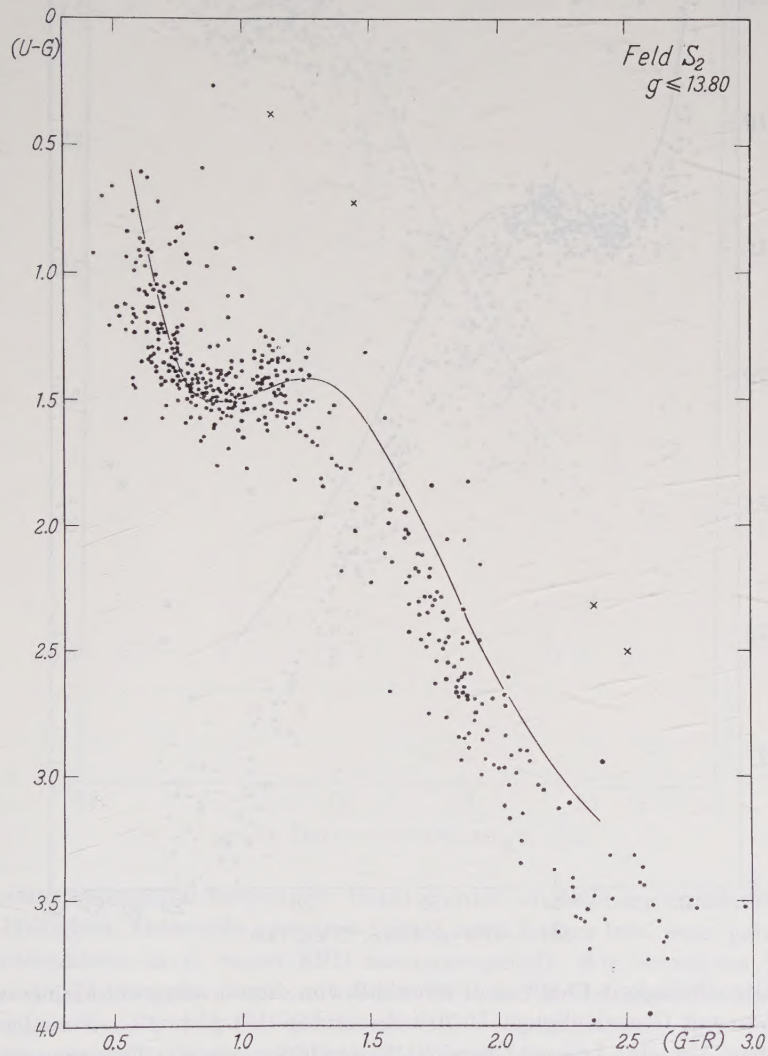

Abb. 2. ZFD von Feld S_2 für $g \leqq 13.80$ (×: diese Sterne der Abb. 2—11 wurden ihrer extremen Lage wegen markiert und nicht weiter verwendet)

$(u - g)$. Mit diesen beiden FI wird jedem Stern sein Platz im ZFD zugewiesen. Auf diese Art und Weise entstanden vorerst vier ZFD entsprechend den vier ausgemessenen Feldern, den zwei größeren Feldern

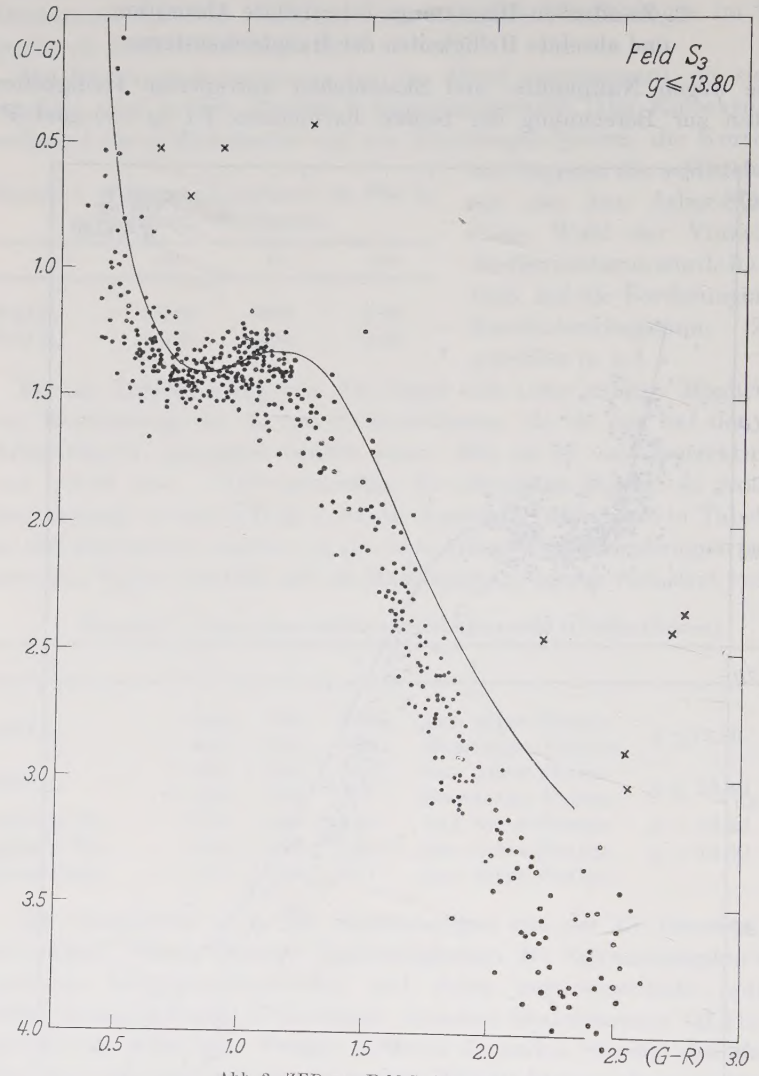

Abb. 3. ZFD von Feld S_3 für $g \leqq 13.80$

mit Grenzhelligkeit 13.80^m und innerhalb von diesen den zwei kleineren Feldern mit Grenzhelligkeit 15.70^m. Sie sind in den Abb. 2 bis 5 wiedergegeben. Um eine bessere Übersicht zu gewinnen, um die Trennung der Riesen von den Hauptreihensternen zu ermöglichen oder zu erleichtern,

und um eine eventuell vorhandene interstellare Verfärbung und gegebenenfalls ihre Zunahme mit der Entfernung feststellen zu können, wurden aus diesen ZFD die für vorgegebene Größenklassen-Intervalle

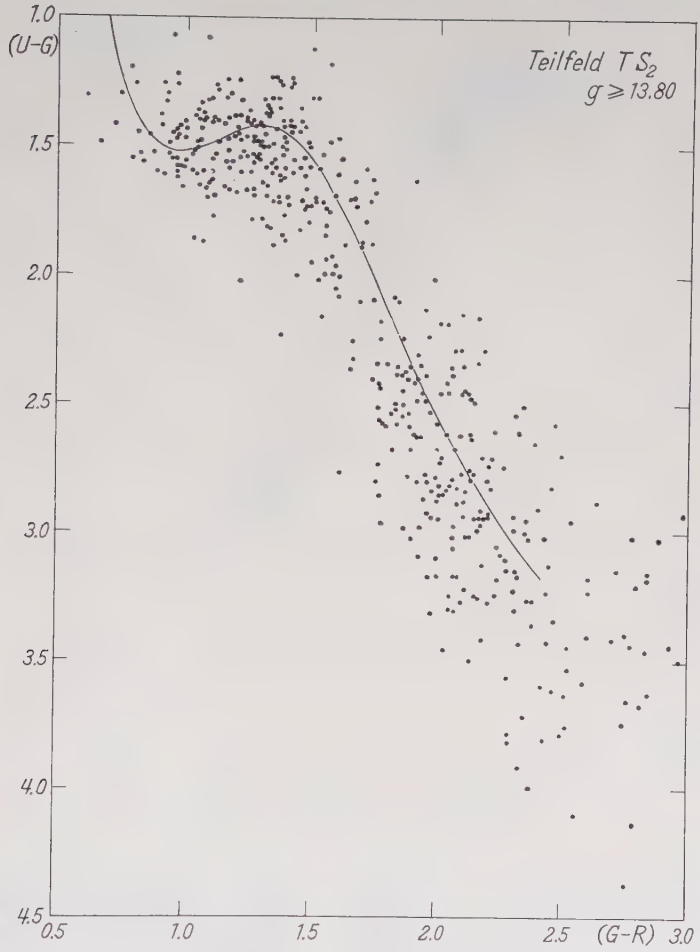

Abb. 4. ZFD von Teilfeld TS_2 für $g \geqq 13.80$

fraktionierten ZFD hergestellt. Dabei wurden in Richtung zunehmende g-Helligkeit, Intervalle von einer viertel, einer halben bzw. einer ganzen Größenklasse in je einem ZFD zusammengefaßt. Wir verzichten hier auf die Wiedergabe dieser zahlreichen ZFD und stellen aus ihnen einige wenige her, deren g-Helligkeitsintervalle so gewählt sind, daß die in ihnen zusammengefaßten ZFD jeweils den gleichen Charakter in der Verteilung der Sterne aufweisen. Sie sind in den Abb. 6 bis 11 wiedergegeben.

Diese ZFD zeigen keine Verzerrung des Astes der Hauptreihensterne gegenüber dem Norm-ZFD. Daraus geht zunächst hervor, daß *alle* Sterne eines ZFD wenn überhaupt, dann um den gleichen Betrag

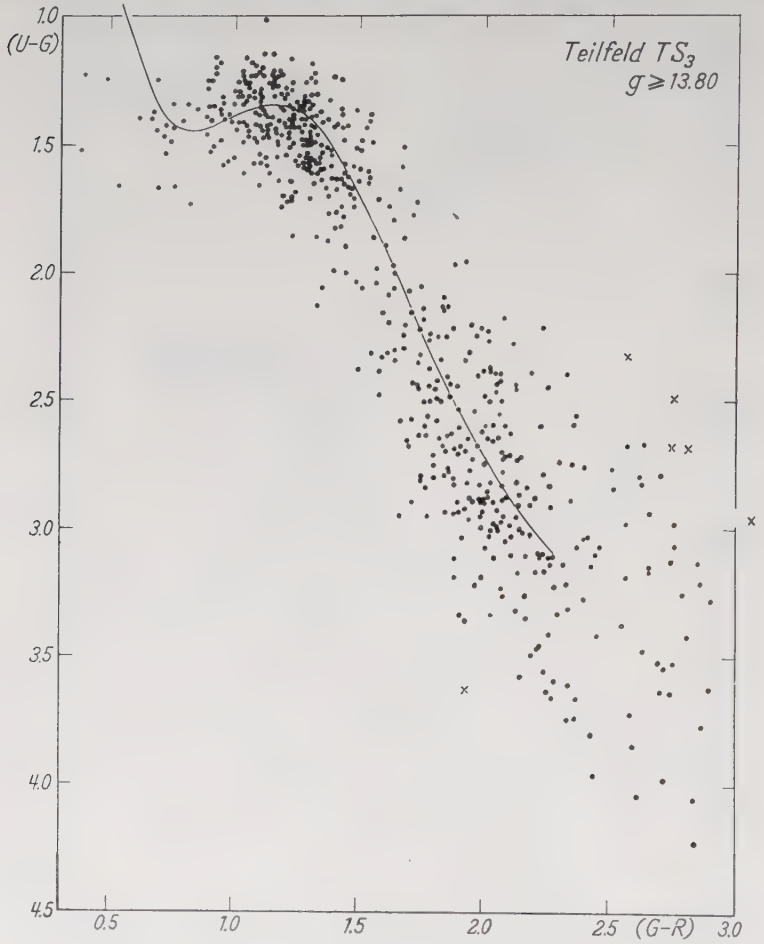

Abb. 5. ZFD von Teilfeld TS_3 für $g \geqq 13.80$

interstellar verfärbt sind. Ein Vergleich mit dem Norm-Diagramm zeigt, daß sämtliche Diagramme um annähernd den gleichen Betrag gegenüber diesem verschoben sind. Daraus geht einmal mehr hervor, daß die *Absorption* in Richtung der Scutum-Sternwolke durch einen Absorptionsschirm in Sonnennähe verursacht wird, und mit wachsender Distanz keine weitere Absorption hinzukommt (s. unten).

Aus der Verschiebung der beobachteten fraktionierten ZFD gegenüber dem Norm-ZFD lassen sich für jedes die Farbexzesse (FE) be-

stimmen. Diese FE sollten nach Lage der Dinge alle gleich groß sein. Infolge kleiner Skalenfehler und infolge natürlicher Streuung schwanken sie aber um einen mittleren Wert. Die Mittelwerte der FE von Feld S_3

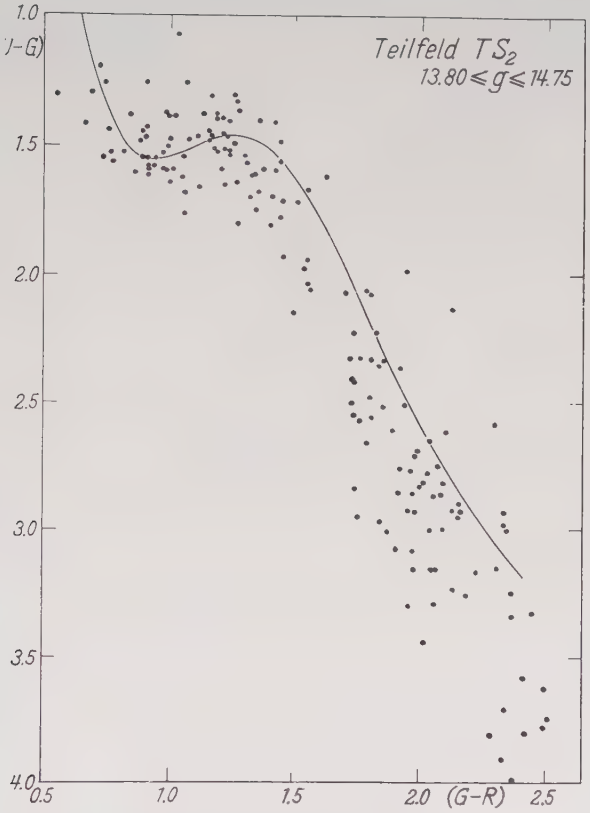

Abb. 6. ZFD von Teilfeld TS_2 für $13.80 \leqq g \leqq 14.75$

und Teilfeld TS_3 erfüllen dabei außerdem noch nicht restlos die Farbexzeß-Gleichung $\mathrm{FE}\,(u-g) = 0.70\,\mathrm{FE}\,(g-r)$, wie sie für das *rgu*-System gilt. Das ist erklärlich, liegen doch diese beiden Felder etwa 2 Grad vom Sternhaufen M 11 entfernt, wodurch zusätzliche kleinere Nullpunktsfehler entstehen können. Ihre Beseitigung ist ohne photoelektrische Nullpunktsübertragung leider nur mit einer gewissen Willkür möglich.

Tabelle 3. *Farbenexzesse aus den ZFD* (Größenklassen)

	Feld S_2		Feld S_3	
g	g−r	u g	g−r	u g
≦11.79	0.58	0.39	0.49	0.32
11.80—12.79	0.54	0.36	0.44	0.32
12.80—13.29	0.57	0.39	0.45	0.33
13.30—13.80	0.61	0.45	0.44	0.35
Mittel	0.58	0.41	0.47	0.33

Die Korrekturen müssen nämlich so gewählt und auf die drei Helligkeiten verteilt werden, daß die obige FE-Gleichung erfüllt wird. Diese Korrekturen betragen für Feld S_3: Δg: 0.00^m (0.00^m), Δr: -0.06^m (-0.05^m),

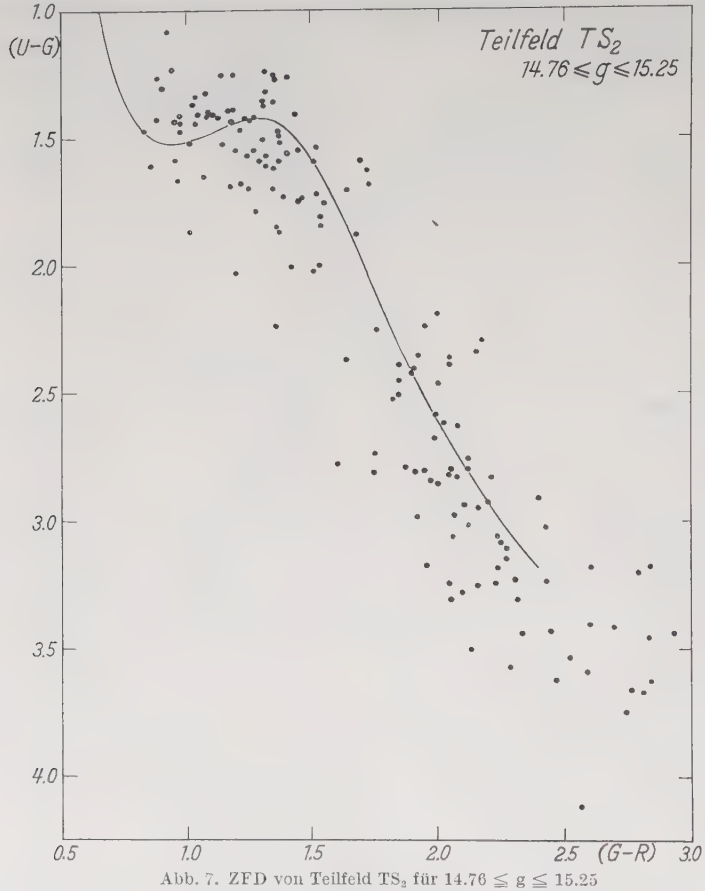

Abb. 7. ZFD von Teilfeld TS_2 für $14.76 \leqq g \leqq 15.25$

Tabelle 4. *Farbexzesse aus den ZFD (Grenzhelligkeiten g für Teilfeld TS_2: 15.65, Teilfeld TS_3: 15.75)* (Größenklassen)

Teilfeld TS_2			Teilfeld TS_3	
g	g—r	u—g	g—r	u—g
13.81—14.25	0.64	0.46	0.51	0.40
14.26—14.75	0.60	0.45	0.51	0.34
14.76—15.00	0.63	0.39	0.49	0.36
15.01—15.25	0.56	0.45	0.48	0.34
15.26—15.50	0.61	0.42	0.51	0.34
>15.50	0.61	0.39	0.46	0.30
Mittel	0.61	0.42	0.49	0.34

Δu: -0.06^m (-0.05^m), wobei die eingeklammerten Werte für Teilfeld TS_3 gelten. Die Tabellen 3 und 4 geben eine Übersicht über die FE, die sich für jedes der vier Felder aus den fraktionierten ZFD ergeben. In der letzten Zeile stehen die bei der folgenden Diskussion verwendeten Mittelwerte für jedes Feld.

Auf Grund der mittleren FE der Tabellen 3 und 4 wurde für jedes Feld die Absorption

$$A = 1.58\,[\mathrm{FE}\,(g-r) + \mathrm{FE}\,(u-g)]$$

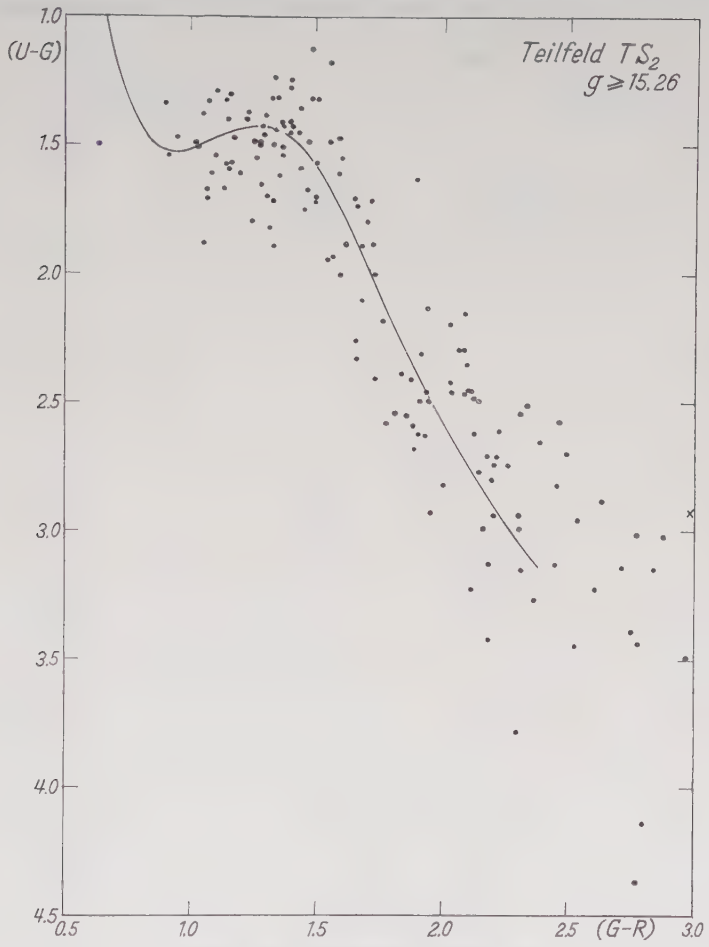

Abb. 8. ZFD von Teilfeld TS_2 für $g \geqq 15.26$

berechnet. Da die Teilfelder jeweils im zugehörigen Feld enthalten sind, müßten die Absorptionen aus Feld bzw. zugehörigem Teilfeld gleich sein, wenn keine größeren lokalen Absorptionsschwankungen vorliegen. Für die Absorptionen ergaben sich die folgenden Werte:

Feld S_2: $A\,(g) = 1.58\,(0.58 + 0.41) = 1.57$
Teilfeld TS_2: $A\,(g) = 1.58\,(0.61 + 0.42) = 1.63$
Feld S_3: $A\,(g) = 1.58\,(0.47 + 0.33) = 1.27$
Teilfeld TS_3: $A\,(g) = 1.58\,(0.49 + 0.34) = 1.31$

Da sich Feld und Teilfeld jeweils nur innerhalb der Fehlergrenzen voneinander unterscheiden, wurde für beide der gleiche Absorptionsbetrag, nämlich das Mittel verwendet. Wir erhalten somit für Feld S_2 und Teilfeld TS_2 einen Absorptionsbetrag von 1.60 Größenklassen, für

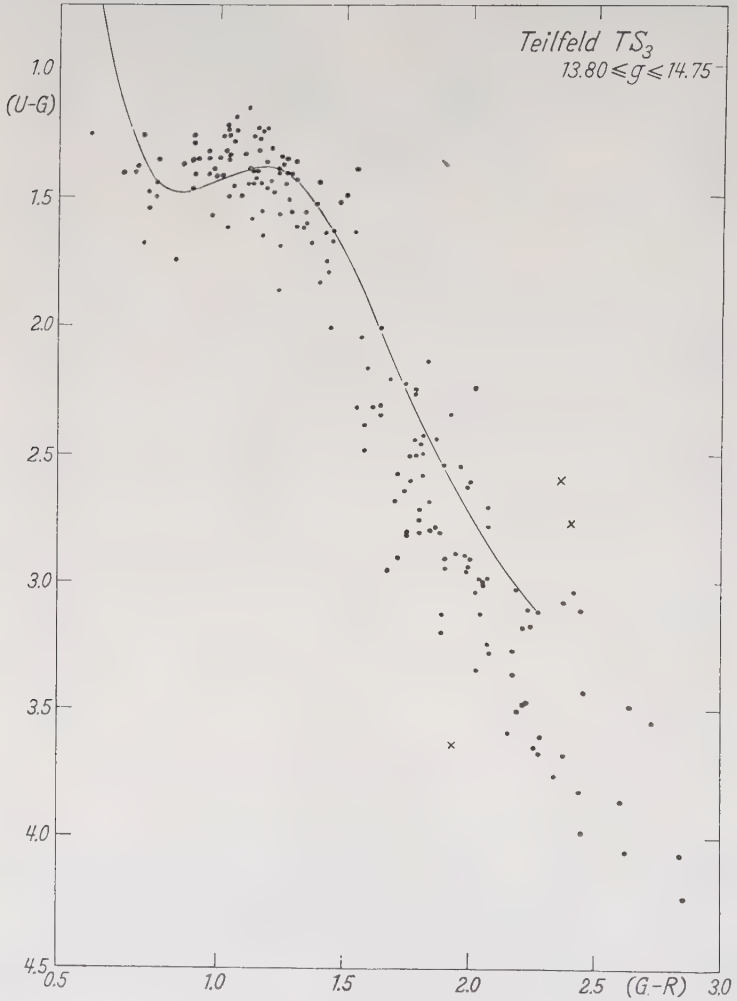

Abb. 9. ZFD von Teilfeld TS_3 für $13.80 \leq g \leq 14.75$

Feld S_3 und Teilfeld TS_3 einen solchen von 1.29 Größenklassen im g-Bereich.

Da die nächsten Sterne in beiden Feldern etwa 190 pc entfernt sind, muß die Absorption in geringerer Entfernung stattfinden, in Über-

einstimmung mit den Ergebnissen von Schalén (1935), Becker (1962) und Roslund (1962). Im Vergleich zu den Entfernungen der behandelten Sterne ist das sehr nahe, und man kann die verursachende interstellare Staubwolke wohl als einen Absorptionsschirm bezeichnen.

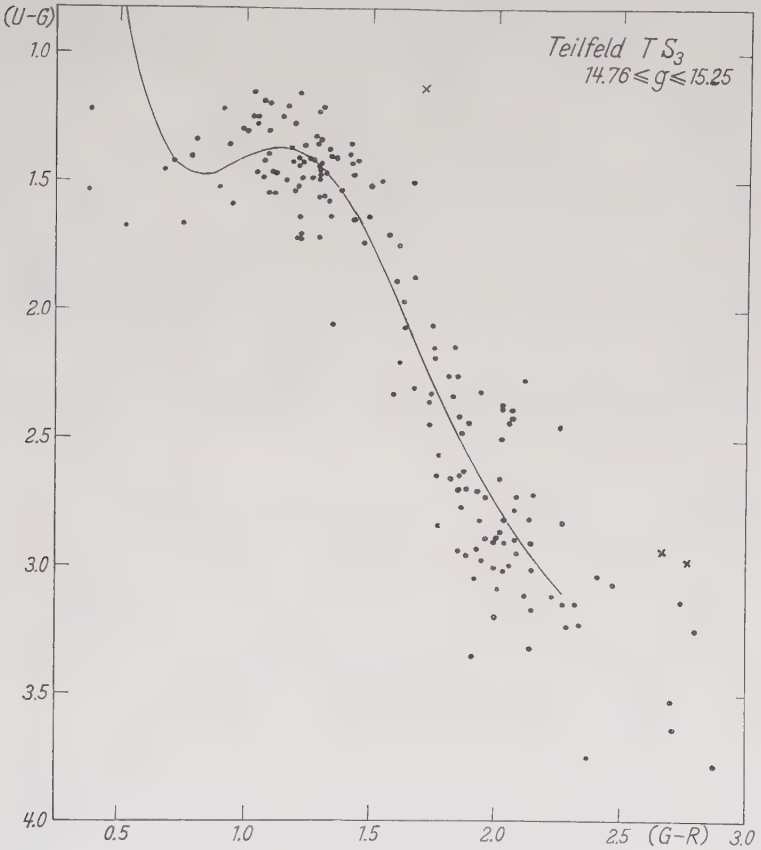

Abb. 10. ZFD von Teilfeld TS_3 für $14.76 \leqq g \leqq 15.25$

Mit Hilfe der in den absoluten Helligkeiten geeichten ZFD (Becker, 1962) wurde für jeden Stern die *absolute Helligkeit* bestimmt. Dazu wurde in der üblichen Weise jedem Stern diejenige absolute Helligkeit zugeschrieben, die zu dem ihm nächstliegenden Punkt des Hauptreihenastes des Norm-ZFD gehört. Vorsicht war geboten bei den Sternen, die in den beiden Knien des Norm-ZFD liegen, da hier die Zuordnung in gewissen Grenzen vieldeutig ist. Sie wurden möglichst gleichmäßig auf diesen Bereich der Vieldeutigkeit verteilt. Falsche Zuordnung von absoluten Helligkeiten dürften sich dabei statistisch ausgeglichen haben.

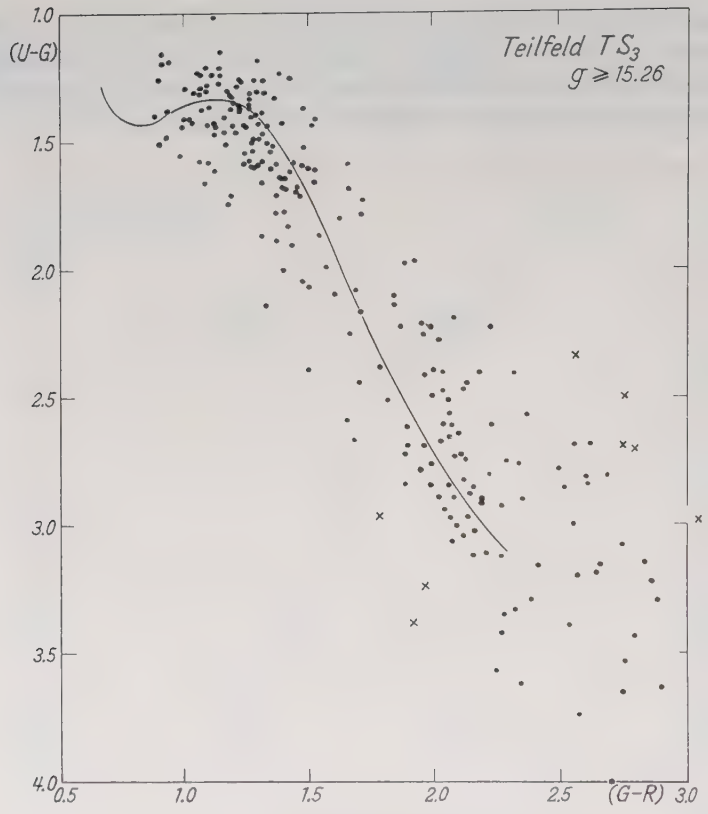

Abb. 11. ZFD von Teilfeld TS_3 für $g \geqq 15.26$

4. Identifizierung von gelben und roten Riesensternen

An Hand des Lücken-, des Depressions- und des Dichtekriteriums (BECKER 1962) war es unter Zuhilfenahme der fraktionierten ZFD möglich, die Grenze zwischen den *Hauptreihensternen* und den *Riesen* zu ziehen. Das *Lückenkriterium* ist anwendbar, weil die Hauptreihe nur teilweise besetzt ist, und in den fraktionierten ZFD zwischen den Hauptreihensternen mit dem größten FI $(u - g)$ und den Riesen mit dem kleinsten FI $(u - g)$ eine Lücke von einigen zehnteln Größenklassen klafft. Diese Lücke verschiebt sich in den fraktionierten ZFD mit abnehmender scheinbarer Helligkeit zu immer größeren Werten des FI $(u - g)$. Hauptreihensterne mit absoluten Helligkeiten von G $-$ 6 finden sich nur bei den scheinbar schwächsten Sternen, während absolut noch schwächere und damit rötere Hauptreihensterne überhaupt nicht auftreten. Die nach dem Lückenkriterium als Riesen identifizierten Sterne würden, wenn man sie als Hauptreihensterne betrachten würde,

viel zu große Raumdichten in Sonnennähe ergeben, so daß auch das *Dichtekriterium* wirksam ist. Diese zu großen Raumdichten spiegeln sich auch in zu großen Werten der Leuchtkraftfunktion für die absoluten Helligkeiten G = 7, G = 8 und z. T. auch für G = 6 wieder. Aus den fraktionierten ZFD für $g = 14.00 \pm 0.25$ würden sich, unter der Annahme, daß es sich um Hauptreihensterne handle, folgende Werte für die Leuchtkraftfunktion ergeben (Anzahl Sterne pro pc^3):

$$\Phi\,(6) = \;\; 121 \times 10^{-4}\;\; (26 \times 10^{-4})$$
$$\Phi\,(7) = 1610 \times 10^{-4}\;\; (36 \times 10^{-4})$$
$$\Phi\,(8) = 5130 \times 10^{-4}\;\; (43 \times 10^{-4})\,.$$

Zum Vergleich sind in Klammern die Werte der Leuchtkraftfunktion nach VAN RHIJN angegeben.

Das *Verschiebungskriterium* ist ebenfalls wirksam, aber nur bis zur Größenklasse 14.25. Nach BECKER (1962) wurden zwei Gruppen von Riesen unterschieden, denen die absoluten Helligkeiten G = 1.0 bzw. G = 0.7 zugewiesen wurden. Die erste Gruppe umfaßt die Riesen der Spektraltypen gG0 bis gM0, die zweite Gruppe diejenigen der Spektraltypen gM1 bis gM5. Die Grenze der beiden Gruppen liegt etwa beim FI $(g - r) = 1.80$.

Die Identifizierung der Riesen konnte nach allen drei Kriterien bis zur scheinbaren Helligkeit von 14.25 ausgeführt werden. Das Lücken- und das Dichtekriterium deuten zwar auch in den fraktionierten ZFD für schwächere scheinbare Helligkeiten darauf hin, daß noch Riesen vorkommen. Diese Sterne liegen aber im Gebiete größerer FI $(g - r)$ bzw. FI $(u - g)$ als die helleren Riesen, was wir im Rahmen des Verhaltens normaler Riesen und Hauptreihensterne noch nicht verstehen können. Die Verschiebung gegenüber der Lage der helleren Riesen in Richtung des FI $(g - r)$ beträgt im Maximum etwa $0.35^m - 0.40^m$. Diese Verschiebung war auch bereits in einem anderen Milchstraßenfeld von R. FENKART (1962) beobachtet worden. Der Betrag der Verschiebung wächst mit abnehmender scheinbarer g-Helligkeit derart, daß die Zahl der im normalen Riesengebiet liegenden Sterne abnimmt, dagegen diejenige im „verschobenen" Gebiet zunimmt. Gleichlaufend nimmt die Streuung zu, teilweise allerdings infolge der geringeren Genauigkeit der lichtschwachen Sterne.

Zur Erklärung dieses Effekts bestehen drei Möglichkeiten:

1. Zusätzliche Verfärbung weit entfernter Sterne.
2. Fehler in den Schwärzungskurven.
3. Defizit im Metallgehalt, d. h. diese Riesen gehören zur Pop. II oder zur alten Pop. I.

Ein Versuch, zwischen diesen drei Möglichkeiten zu entscheiden, verlangt eine ausführliche Diskussion ihrer verschiedenen Auswirkungen auf

das ZFD. Besonders nützlich ist dabei die *innere Selbstkontrolle* der fraktionierten ZFD. Sie besteht darin, daß der Willkür der Interpretation Grenzen gesetzt sind durch den Umstand, daß Aussagen über die Sterne einer *bestimmten* Stelle eines ZFD für Sterne eines gegebenen g-Helligkeits-Intervalls immer Konsequenzen haben für Sterne an einer *anderen* Stelle des ZFD in einem anderen g-Intervall, Konsequenzen, die eine Alternative stützen oder widerlegen können.

Zum Punkt 1. ist folgendes zu sagen. W. BECKER (1962) weist in seiner Arbeit über die Scutum-Sternwolke darauf hin, daß in einer Entfernung von etwa 2500 pc eine *zusätzliche Verfärbung* eintritt. Ihr Betrag wurde nicht aus den roten Riesen, sondern aus den absolut hellsten (d. h. weißen) Sternen bestimmt. Die Vermutung lag nahe, daß es sich bei den verschobenen Riesensternen um den gleichen Effekt handeln könnte, da die Felder nahe beisammen liegen, und in unseren Feldern die Verschiebung erst für „Riesen" feststellbar ist, die weiter als 2700 pc entfernt sind. Leider fehlen aber in unseren Feldern die entfernten weißen Sterne, so daß wir gezwungen sind, durch Diskussion des Verhaltens der roten Riesen allein zu einem Ergebnis zu kommen.

Dabei zeigt sich, daß die Interpretation der Verschiebung als Absorptionseffekt mit einer so großen Korrektur der scheinbaren Entfernungsmoduln verbunden sein würde, daß die entfernten Sterne näher rücken, als die scheinbar helleren, von der Korrektur nicht oder weniger betroffenen unverschobenen Riesen. Deshalb scheint uns die Erklärung der Verschiebung der Riesen als Folge zusätzlicher Verfärbung nicht möglich zu sein, wenigstens nicht in ihrem vollen Betrag. Man könnte höchstens 50% d. h. maximal 0.70^{m} als Absorptionswirkung ansehen, doch würde man dieser Interpretation erst dann zustimmen, wenn die weitere Diskussion zu keinen Ergebnissen führt, die plausibler sind.

Nimmt man *Fehler der Schwärzungskurven* als Ursache der Verschiebung an, so ist zunächst zu sagen, daß für g-Helligkeiten dadurch keine Änderung des Verteilungsbildes im ZFD erreicht werden kann. Denn in einem fraktionierten ZFD liegen nur Sterne aus dem gleichen g-Helligkeitsintervall ($\Delta g = 0.50$ oder 0.25^{m}), und somit werden durch Fehler der Schwärzungskurve sämtliche Sterne des Diagramms um den gleichen Betrag in der gleichen Richtung verschoben. Es ist also nicht möglich, die Lage der Riesen gegenüber den Hauptreihensternen durch Korrekturen der g-Schwärzungskurve zu ändern. *Umgekehrt kann eine beobachtete Verschiebung einer begrenzten Sterngruppe in einem fraktionierten ZFD nicht auf Fehler in den g-Helligkeiten zurückgeführt werden.* Ändert man dagegen eine r- oder u-Schwärzungskurve in einem *bestimmten* Helligkeitsintervall ab, so wirkt sich diese Änderung wegen der Selbstkontrolle der ZFD in den fraktionierten ZFD für *Hauptreihensterne* bei einer *andern* scheinbaren g-Helligkeit aus, als für *Riesen*, da die Farben-

indices sehr verschieden sind. Bringen wir etwa unsere verschobenen Riesen durch Korrektion der r- bzw. u-Schwärzungskurve wieder zurück ins „Riesengebiet", so ergibt sich im fraktionierten ZFD eines anderen g-Intervalls eine gleiche Verschiebung einer Gruppe von Hauptreihensternen, von der im allgemeinen gesagt werden kann, ob sie zulässig ist oder nicht. Wir müssen daher die Wirkung von Fehlern in den r- und u-Schwärzungskurven auf die ZFD untersuchen. Fehler in den u-Helligkeiten bewirken eine Verschiebung parallel zur Ordinate, Fehler in den r-Helligkeiten eine solche parallel zur Abszisse im ZFD.

Für die u-Helligkeiten entfällt leider die Prüfungsmöglichkeit durch die innere Selbstkontrolle, weil etwaige Fehler in den u-Helligkeiten der verschobenen roten Sterne die gleichen Fehler bei gelben oder weißen Sternen in einem solchen fraktionierten ZFD bedingen würden, dessen g-Helligkeitsintervall bereits unterhalb der Grenzhelligkeit unserer Photometrie liegt. Die notwendigen Korrekturen der u-Schwärzungskurve, die die verschobenen roten Riesen in ihre Normallage im ZFD bringen würden, wären etwa $+0.45^m$ bei $u = 17.25^m$ bzw. $+1.00^m$ bei $u = 19.00^m$. In beiden Teilfeldern würden nach einer so großen Korrektur der u-Schwärzungskurve alle 15 photoelektrischen Anhaltssterne aus dem Helligkeitsbereich $16.30^m < u < 19.00^m$ deutlich oberhalb der u-Schwärzungskurve liegen. Da im u-Spektralbereich die photoelektrischen Helligkeiten der Anhaltssterne nicht umgerechnet werden brauchen, wäre eine solche Korrektion nicht begründet. Ein derart großer Fehler als Feldfehler im u-Bereich ist aber deswegen unwahrscheinlich, weil das Teilfeld TS_2 mit einer Ecke den Sternhaufen M 11 berührt, aus dem die photoelektrischen Anhaltssterne stammen.

Die Frage nach einem Fehler in der Schwärzungskurve der r-Helligkeiten läßt sich durch die innere Selbstkontrolle beantworten, und zwar negativ.

Wir nehmen für die verschobenen Riesen einen mittleren FI $(g - r) = 1.75$ an. Wir fragen nach dem Verhalten von Hauptreihensternen mit FI $(g - r) = 1.00$, wenn wir die Verschiebung als Fehler in den r-Helligkeiten betrachten und wegkorrigieren. Die Korrektion der verschobenen Riesen müßte sich bei solchen Hauptreihensternen in einem fraktionierten ZFD auswirken, dessen g-Intervall um $1.75^m - 1.00^m = 0.75^m$ heller ist. Das Ergebnis der Prüfung von Punkt 2 besteht nun darin, daß a) die genannten Hauptreihensterne nach der durch die verschobenen Riesen inspirierten Korrektion links von der Normalsequenz im ZFD liegen würden, wo ihre Lage ganz unverständlich wäre, b) die r-Schwärzungskurven gerade in dem Bereich verändert werden müßten, in dem sie am besten verbürgt sind (13.0^m bis 13.8^m). Es sei daran erinnert, daß die roten Sterne bei der Herstellung der Schwärzungskurve nicht benützt wurden.

Nach dem negativen Ausgang der Prüfung von Punkt 1 und soweit möglich von Punkt 2 scheint uns die Schlußfolgerung unumgänglich zu sein, daß die lichtschwachen roten Riesen tatsächlich die beobachtete Verschiebung im ZFD besitzen und damit ein Defizit im Metallgehalt anzeigen. Da aber diese Interpretation bei dem heutigen Stand der Anwendung des ZFD in der Stellarstatistik noch nicht gesichert ist, wurden diese Sterne für die spätere Statistik nicht verwendet.

5. Die Dichtefunktionen

Mit Hilfe der individuell aus den ZFD abgeleiteten absoluten G-Helligkeiten, den scheinbaren g-Helligkeiten und der gefundenen interstellaren Absorption wurden die Dichtefunktionen für die einzelnen Felder und Teilfelder berechnet. Diese Dichtefunktionen zeigen natürlich mit zunehmender Entfernung einen immer weiter nach absolut helleren Sternen hin übergreifenden Ausfall wegen der für alle Sterne gleichen scheinbaren Grenzhelligkeit der Platten. Um diesem Ausfall Rechnung zu tragen, wurden nur Dichtefunktionen $D(r, G)$ für vorgegebene Intervalle in G berechnet. So ist es wenigstens möglich, für jedes Helligkeitsintervall die zugehörige Vollständigkeitsgrenze genau anzugeben (vgl. Tabelle 5). Wir beschränken uns dabei auf drei Leuchtkraftgruppen, für die der Ausfall am geringsten ist, nämlich auf die Riesen, auf die absolut hellen Hauptreihensterne bis $G = 0$ und auf die diesen folgenden bis $G = 3$.

Tabelle 5. *Vollständigkeitsgrenzen für die scheinbaren Grenzhelligkeiten* 13.80^m *(Feld* S_2 *und* S_3*) bzw.* 15.70^m *(Teilfeld* TS_2 *und* TS_3*) in den drei verschiedenen Leuchtkraftintervallen, für die die Dichtefunktionen abgeleitet wurden*

	Feld S_2	Feld S_3	Teilfeld TS_2	Teilfeld TS_3
Riesen	1740 pc	2000 pc	*4070 pc	*4900 pc
$-5 < G \leqq 0$	2760 pc	3200 pc	6450 pc	7800 pc
$0 < G \leqq 3$	690 pc	800 pc	1620 pc	1950 pc

* Hier tritt anstelle der tabulierten Werte die durch die Möglichkeit der Identifizierung als Riesen gesetzte Grenze bei 2600 pc bzw. 2800 pc.

Bei den scheinbar lichtschwachen Riesen tritt allerdings anstelle der durch die Grenzhelligkeit der Platten verursachten Vollständigkeitsgrenze diejenige Grenze, die bedingt ist durch die eintretende Unsicherheit ihrer Identifizierung. Wir legen diese Grenze im Teilfeld TS_2 bei 2600 pc bzw. bei 2800 pc im Teilfeld TS_3.

Im weiteren hat es sich erwiesen, daß die geringe Anzahl der absolut hellsten Hauptreihensterne zwischen $G = -5$ und 0 zu keiner statistisch brauchbaren Dichtefunktion führt. Die Scutum-Sternwolke ist überraschend arm an solchen Sternen. Deshalb beschränken wir uns darauf,

für diese Gruppe eine mittlere Dichte für das Gebiet des hauptsächlichen Dichtemaximums der Scutum-Sternwolke anzugeben.

Die Werte für die endgültigen Dichtefunktionen, kombiniert aus den Feldern und Teilfeldern, sind in den Tabellen 8 und 9 zusammengestellt. Zu Vergleichszwecken sind auch die entsprechenden Werte von W. Becker (1962) für das Scutum-Sternfeld S_1 wiedergegeben.

Tabelle 6. *Dichtefunktion für Feld S_2 und S_3* (Anzahl Sterne pro pc³)

	Feld S_2				Feld S_3			
Kpc	Riesen	n	$0 < G \leqq 3$	n	Riesen	n	$0 < G \leqq 3$	n
	0.00		0.00		0.00		0.00	
0.2—0.4	(100)	(4)	(32)	(13)	(074)	(3)	(27)	(11)
0.4—0.6	(050)	(6)	(22)	(24)	(035)	(4)	(19)	(21)
0.6—0.8	037	8	(24)	(52)	028	6	17	36
0.8—1.0	045	16	(13)	(46)	042	15	(12)	(42)
1.0—1.2	040	21	(07)	(37)	017	9	(08)	(41)
1.2—1.4	024	18	(03)	(23)	020	15	(02)	(17)
1.4—1.6	026	26	(01)	(10)	021	21	(01)	(9)
1.6—1.8	(013)	(16)	(01)	(10)	025	31	(01)	(7)
1.8—2.0					015	23		

Bemerkung: Eingeklammerte Werte wurden wegen zu geringer Sternzahl, zu kleinem Volumen oder wegen Ausfalleffekt nicht für die definitive Dichtefunktion benützt. Grenze der Vollständigkeit ist durch Unterstreichung angegeben.

Tabelle 7. *Dichtefunktion für Teilfeld TS_2 und TS_3* (Anzahl Sterne pro pc³)

	Teilfeld TS_2				Teilfeld TS_3			
Kpc	Riesen	n	$0 < G \leqq 3$	n	Riesen	n	$0 < G \leqq 3$	n
	0.00		0.00		0.00		0.00	
0.2—0.4	—	(0)	12	1	—	(2)		
0.4—0.6	—	(2)	18	4	—	(6)	(19)	(14)
0.6—0.8	—	(0)	35	15	—	(6)		
0.8—1.0	—	(4)	16	11	—	(2)	20	14
1.0—1.2	—	(4)	14	15	—	(4)	09	10
1.2—1.4	—	(6)	16	23	—	(4)	12	18
1.4—1.6	—	(4)	08	15	—	(6)	04	7
1.6—1.8	040	10	(08)	(19)	—	(9)	04	9
1.8—2.0	035	11	(03)	(9)	—	(4)	03	10
2.0—2.2	021	8	(02)	(8)	026	10	(02)	(6)
2.2—2.4	028	13	(01)	(4)	021	10	(01)	(6)
2.4—2.6	038	20	(00)	(0)	024	13	(01)	(4)
2.6—2.8	027	17			016	10	(01)	(5)

Bemerkung: Siehe Tabelle 6.

Tabelle 8. *Endgültige Dichtefunktion der Riesen in den drei Scutum-Sternfeldern, Felder und Teilfelder kombiniert* (Anzahl Sterne pro pc³)

	Feld S_1 $\beta = -1.5°$		Feld S_2 $\beta = -3.0°$		Feld S_3 $\beta = -4.5°$	
Kpc	Riesen	n	Riesen	n	Riesen	n
	0.00		0.00		0.00	
0.2—0.6	—	—	—	—	—	—
0.6—0.8	033	3	037	8	028	6
0.8—1.0	112	11	045	16	042	15
1.0—1.2	158	23	040	21	017	9
1.2—1.4	044	9	024	18	020	15
1.4—1.6	074	20	026	26	021	21
1.6—1.8	066	22	040	10	025	31
1.8—2.0	032	14	035	11	015	23
2.0—2.2	025	13	021	8	026	10
2.2—2.4	036	23	028	13	021	10
2.4—2.6	020	15	038	20	024	13
2.6—2.8	014	12	027	17	016	10

Tabelle 9. *Endgültige Dichtefunktionen der Sterne absoluter Helligkeit* $0 < G \leqq 3$ *in den drei Scutum-Sternfeldern, Felder und Teilfelder kombiniert* (Anzahl Sterne pro pc³)

	Feld S_1 $\beta = -1.5°$		Feld S_2 $\beta = -3.0°$		Feld S_3 $\beta = -4.5°$	
Kpc	$0 < G \leqq 3$	n	$0 < G \leqq 3$	n	$0 < G \leqq 3$	n
	0.00		0.00		0.00	
0.2—0.4	24	10	12	1	—	—
0.4—0.6			18	4	—	—
0.6—0.8	30	18	35	15	17	36
0.8—1.0	61	60	16	11	20	14
1.0—1.2	36	52	14	15	09	10
1.2—1.4	14	29	16	23	12	18
1.4—1.6	14	39	08	15	04	7
1.6—1.8	05	17	08	19	04	9
1.8—2.0	02	8	03	9	03	10
2.0—2.2	01	7	02	8	02	6
2.2—2.4	01	4	01	4	01	6
2.4—2.6	00	3	00	0	01	4

Wegen der zu kleinen Felder bzw. Volumina kann die Dichte in Entfernungen unter 300 bis 600 pc nicht bestimmt werden. Es wurden daher für die Sonnennähe die von W. BECKER (1962) angegebenen Werte übernommen. Sie lauten:

Riesen: 0.00015 Sterne/pc³

$0 < G \leqq 3$: 0.0012 Sterne/pc³ .

Die Dichtefunktionen, wie sie in den Abb. 12 bis 14 wiedergegeben sind, zeigen zunächst, daß die Dichte in der Scutumwolke mit zunehmendem Abstand vom galaktischen Äquator abnimmt. Sie lassen zwei Maxima (Tabelle 10) erkennen, die jeweils sowohl durch die Riesen als auch durch die Hauptreihensterne gebildet werden. Ein drittes Maximum ist bei den Riesen erkennbar, tritt aber bei den Hauptreihensternen mit

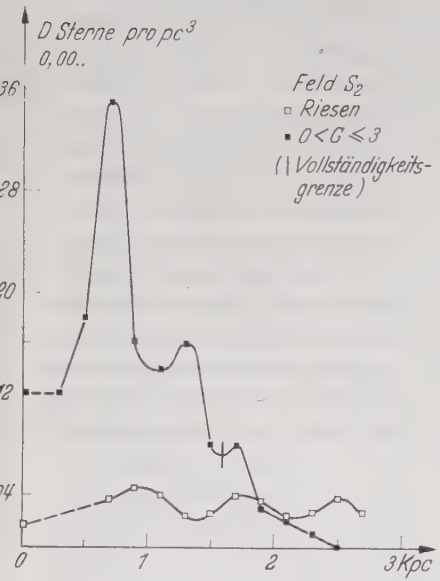

Abb. 12. Dichtefunktionen von Feld S_2 für Riesen und Hauptreihensterne mit $0 < G \leqq 3$

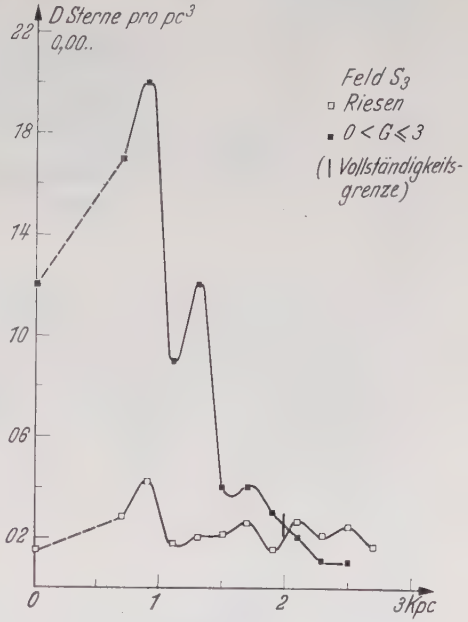

Abb. 13. Dichtefunktionen von Feld S_3 für Riesen und Hauptreihensterne mit $0 < G \leqq 3$

$G = 0$ bis 3 nicht in Erscheinung, wahrscheinlich, weil bei ihnen der Ausfalleffekt die Dichtefunktion schon stark beeinflußt. Die Dichtefunktionen der Hauptreihensterne lassen in den sternärmeren Feldern noch ein ziemlich hohes Nebenmaximum zwischen dem ersten und dem

Tabelle 10. *Lage der Dichtemaxima in den drei Scutum-Sternfeldern (Felder und Teilfelder kombiniert) für Riesen und Hauptreihensterne mit $G = 0$ bis 3*

	Feld S_1		Feld S_2		Feld S_3	
	Riesen	G: 0–3	Riesen	G: 0–3	Riesen	G: 0–3
1. Maximum	1050 pc	900 pc	950 pc	700 pc	900 pc	900 pc
Nebenmaximum	—	—	—	1300 pc	—	1300 pc
2. Maximum	1600 pc	1500 pc	1700 pc	1700 pc	1700 pc	1700 pc
3. Maximum	2300 pc	—	2500 pc	—	2100 pc 2500 pc	

zweiten Maximum erkennen, das bei den Riesen fehlt. Es wird um so ausgeprägter, je weiter weg vom Rande der Wolke sich das Feld befindet (Feld S_3).

Es scheint hauptsächlich das erste Maximum zu sein, das an der Sphäre als Scutum-Sternwolke erscheint. Dieses Maximum kommt vor allem durch die große Häufigkeit der Hauptreihensterne mit G = 0 bis 3 zustande und sicher wohl auch der absolut schwächeren Hauptreihensterne, die aber in unserer Betrachtung nicht mehr einbezogen werden. Die Dichte der Riesen ist in den drei Feldern ziemlich verschieden, insgesamt aber bedeutend geringer als die der genannten Hauptreihensterne. Trotzdem sind gerade bei dieser Gruppe alle Maxima deutlich ausgebildet. Der weitere Dichteverlauf ist bei ihnen viel ausgeglichener und zeigt mit wachsender Entfernung keine merkliche Abnahme mehr außer im Scutumfeld S_1.

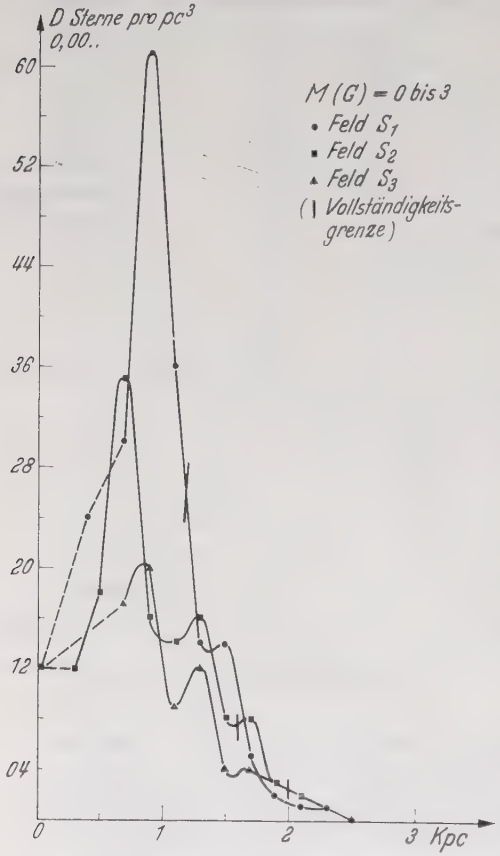

Abb. 14. Dichtefunktionen für Hauptreihensterne mit $0 < G \leqq 3$ für alle drei Scutum-Sternfelder kombiniert

Interessant ist der Vergleich des Mischungsverhältnisses von Riesen und Hauptreihensternen im gleichen Volumen in den drei untersuchten Gebieten. Dabei zeigt sich, daß in dem äußerst sternreichen Scutumfeld S_1 der Anteil an Riesen bedeutend größer ist als in den beiden anderen Feldern. Die Verhältnisse für das erste Dichtemaximum sind für die drei Felder in Tabelle 11 zusammengestellt.

Tabelle 11. *Mischungsverhältnis von Riesen und Hauptreihensternen im ersten Dichtemaximum. In Klammern nach Berücksichtigung der Streuung von* $\pm 0.3^m$ *in G*

	Feld S_1	Feld S_2	Feld S_3
Riesen : Zwerge	26 : 100	13 : 100	21 : 100
$(0 < G \leqq 3)$	(40 : 100)	(15 : 100)	(30 : 100)

Man sieht also, daß in einer Sternwolke, die auf den photographischen Aufnahmen als ein ziemlich einförmiges Gebilde erscheint, bedeutende lokale Unterschiede in den Häufigkeitsverhältnissen verschiedener Sterngruppen vorkommen können. Zu Vergleichszwecken sind in Tabelle 12 noch die Anzahl der Riesen bis zur scheinbaren Helligkeit von 12.20^m (unter Berücksichtigung der Absorption) pro Quadratgrad für die drei Felder wiedergegeben.

Tabelle 12. *Anzahl der Riesen pro Quadratgrad bis zur Grenzhelligkeit* 12.20^m (Absorption berücksichtigt)

	Feld S_1	Feld S_2 + Teilfeld TS_2	Feld S_3 + Teilfeld TS_3
Riesen pro Quadratgrad	825	754	627

Die absolut hellsten Sterne der Hauptreihe wurden wegen ihrer geringen Anzahl bisher außer Betracht gelassen (im Feld S_1 G: -1.5 bis 0, in Feld S_2 und S_3: G von -5 bis 0). Wir beschränken uns deshalb darauf, für sie nur eine mittlere Dichte für das Gebiet des *ersten* Dichtemaximums (etwa 600–1200 pc s. oben) zu berechnen und sie mit den Dichten der anderen beiden Gruppen zu vergleichen. Diese mittleren Dichten (Sterne pro pc^3) betragen:

0.00024 für Feld S_1 $\beta = -1.5°$

0.00006 für Feld S_2 $\beta = -3.0°$

0.00005 für Feld S_3 $\beta = -4.5°$.

Auch diese Zahlen zeigen, daß die Dichte mit zunehmendem Abstand von der galaktischen Ebene abnimmt, obwohl die drei Felder innerhalb des sternreichsten Gebietes der Scutumwolke liegen.

6. Einfluß der Streuung in den absoluten Helligkeiten G auf die Dichtefunktion

Der Einfluß der Streuung in der absoluten Helligkeit G auf die Dichtefunktion wird sich vor allem bei den Riesen bemerkbar machen, denen keine individuellen Werte, sondern Mittelwerte der absoluten Helligkeiten (0.7^m bzw. 1.0^m) zugeordnet wurden. Bei den Hauptreihensternen dagegen wurden die G individuell bestimmt. Zwar ist auch da eine Streuung in G bei der Dichtefunktion wirksam, aber es fehlen einstweilen noch alle Unterlagen, sie quantitativ zu ermitteln. Daher konnte sie hier nicht berücksichtigt werden.

Da die mittleren G-Helligkeiten der Riesen im Gegensatz zu den absoluten visuellen Helligkeiten nur wenig vom Spektraltypus abhängen (Becker 1962), konnte ein verhältnismäßig kleiner Wert für die Streuung

der individuellen G-Helligkeiten angesetzt werden. Wir wählten deshalb den Wert $\pm 0.3^m$ für die Korrektion der Dichtefunktion wegen Streuung der absoluten Helligkeit. Unter Voraussetzung einer Gaußschen Verteilung für die Streuung wurde graphisch für jedes Intervall eine korrigierte Sternzahl berechnet, die dem Umstand Rechnung trägt, daß jedes Entfernungsintervall infolge der G-Streuung entsprechend seiner Sternzahl, Sterne an die Nachbarintervalle abgibt und von diesen ebenfalls entsprechend von deren Sternzahl andere Sterne übernimmt. Nach dieser Korrektur ergibt sich die verbesserte Dichtefunktion der Riesen, die den wirklichen Dichteverlauf besser wiedergeben dürfte als die direkt beobachtete (Abb. 15). Wie zu erwarten war, sind in der korrigierten Dichtefunktion die Maxima und Minima schärfer ausgebildet.

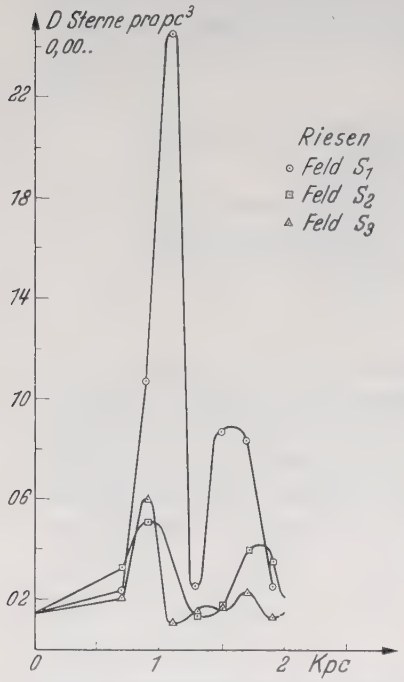

Abb. 15. Dichtefunktionen für Riesen mit Berücksichtigung der Streuung von ± 0.3 in G

Wie gesagt, dürfte die Scutum-Sternwolke vor allem mit dem ersten Dichtemaximum zusammenfallen. Sie besitzt natürlich eine gewisse Tiefenerstreckung, deren Daten in Tabelle 13 angegeben sind.

Tabelle 13. *Tiefenerstreckung und genäherte Lage des ersten Dichtemaximums der Scutum-Sternwolke*

	Grenzen	Maximale Dichte bei
Feld S_1	800—1200 pc	1000 pc
Feld S_2 + Teilfeld TS_2	600—1000 pc	800 pc
Feld S_3 + Teilfeld TS_3	700—1100 pc	900 pc

7. Die Leuchtkraftfunktion des ersten Dichtemaximums von Feld S_2 und S_3

Im Gebiet des ersten Dichtemaximums (600—1200 pc) der Felder S_2 und S_3 wurden für Hauptreihensterne die Leuchtkraftfunktion berechnet. Für die absolut hellsten Sterne wurden die Werte aus Feld S_2 und S_3, für die absolut schwächeren Sterne dagegen diejenigen aus Teilfeld TS_2 und TS_3 genommen, weil in den Teilfeldern die Vollständigkeitsgrenzen bei größeren Distanzen liegen. Auf diese Weise war es möglich,

die Leuchtkraftfunktion bis zur absoluten Helligkeit G = 4 unverfälscht durch Grenzhelligkeitsausfälle zu berechnen. Für absolute Helligkeiten G < 0 war es beim Feld S_3 nicht möglich, die Leuchtkraftfunktion anzugeben, da nur ein Stern im betrachteten Entfernungsintervall liegt.

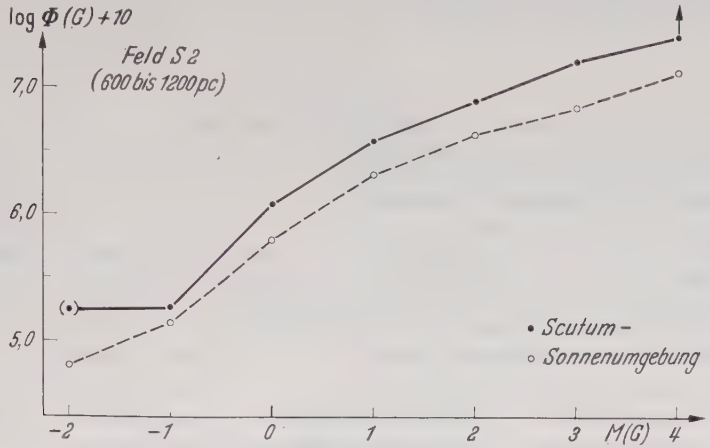

Abb. 16. Leuchtkraftfunktion von Feld S_2 (1. Dichtemaximum: 600—1200 pc)

Die Abb. 16 und 17 zeigen die Leuchtkraftfunktion der Scutum-Sternwolke, verglichen mit derjenigen der Sonnenumgebung nach VAN RHIJN. Der Verlauf der beiden Kurven ist einigermaßen parallel. Die

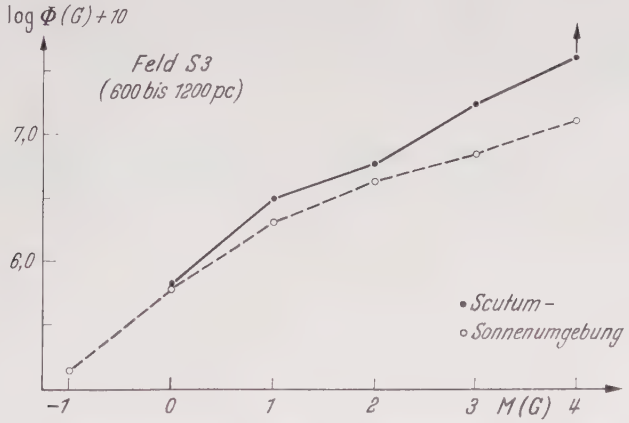

Abb. 17. Leuchtkraftfunktion von Feld S_3 (1. Dichtemaximum: 600—1200 pc)

Werte für Feld S_2 und S_3 liegen, wie im sehr sternreichen Feld S_1, überall oberhalb der Kurve von VAN RHIJN (die sich ebenfalls nur auf Hauptreihensterne bezieht), allerdings entsprechend der etwas geringeren Dichte nicht so viel wie im Feld S_1.

Der Verfasser möchte Herrn Prof. W. Becker für seine Anregungen und vielen wertvollen Hinweise bei der Abfassung dieser Arbeit danken.

Mein Dank gilt auch den Herren Professoren H. Haffner in Hamburg und Freeman D. Miller in Ann Arbor, unter deren Leitung die Aufnahmen gemacht wurden.

Dem schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung sei ebenfalls für seine Hilfe gedankt.

Literatur

Allen, C. W.: Astrophysical Quantities, 211. London 1955.
Becker, W.: Z. Astrophys. **54**, 155 (1962).
—, u. C. Biber: Z. Astrophys. **41**, 52 (1956).
Fenkart, R.: Z. Astrophys. **54**, 46 (1962).
— Z. Astrophys. **54**, 289 (1962).
Johnson, H. L., A. R. Sandage and H. D. Wahlquist: Astrophys. J. **124**, 81 (1956).
Roslund, C.: Mitt. Obs. Lund, Ser. I, Nr. 201 (1962).
Schalén, C.: Mitt. astr. Inst. Upsala Nr. 61 (1935).
Tammann, A.: Z. Astrophys. **57**, 1 (1963).

Dr. K. Brodbeck,
Astronomisch-Meteorologische Anstalt der Universität Basel,
Binningen (Schweiz)

Druck: Brühlsche Universitätsdruckerei Gießen

Curriculum Vitae

Am 1. April 1934 wurde ich, KURT BRODBECK, als Sohn des THEOPHIL BRODBECK (Elektro-Monteur, † 1934) und der FRIEDA BRODBECK-ASAL in Basel, als Bürger von Basel und Therwil geboren. Nach bestandener Maturitätsprüfung (Typ C) am Math.-naturwissenschaftlichen Gymnasium in Basel im Jahre 1953, immatrikulierte ich mich noch im gleichen Jahre an der Universität Basel an der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät. Dort hörte ich Vorlesungen über Astronomie, Mathematik, Physik, Geographie, Geologie und Biologie bei den Herren Professoren W. BECKER, P. BUCHNER, M. EICHLER, M. GEIGER-HUBER, A. HUBER, H. HUBER, P. HUBER, IRWIN, E. MIESCHER, A. OSTROWSKI, A. SPEISER, L. VONDERSCHMITT und P. VOSSELER und bei den Herren PD H. ANNAHEIM, BATSCHELET und E. SCHUBARTH. In den vier erstgenannten Fächern legte ich im Laufe der Zeit Nebenfachprüfungen ab.

Im Jahre 1960/61 besuchte ich das Kantonale-Lehrerseminar und schloß im Frühjahr 1961 mein Mittellehrerstudium ab. Seither unterrichte ich am Mädchengymnasium I in Basel, wo ich seit Frühling 1962 auch definitiv angestellt bin.

Die vorgelegte Arbeit begann ich auf eine Anregung von Herrn Prof. W. BECKER unter seiner Anleitung im Frühjahr 1961.